

津波による地形変化モデルに関する研究

Study on Numerical Model of Topography Change due to Tsunami

西畑 剛¹・佐貫 宏¹・森屋陽一²・後藤和久³

Takeshi NISHIHATA, Hiroshi SANUKI, Yoichi MORIYA and Kazuhisa GOTO

Authors carried out numerical study on the topography change due to tsunami in the bay of Kesenuma when Chilean Tsunami had occurred. In the site, huge erosion was observed at the narrow strait and devastating sediment transport in the form of suspended sediment according to large tractive force was expected. We proposed some parameters on the topography change model in order to reappear such condition by means of numerical simulation. In comparison with the observed bathymetry, it was verified that the effect of moving bed condition had to be considered in the equivalent roughness coefficient and vertically uniform eddy diffusivity with the turbulence scale around 1.0 to the depth well reproduced horizontally eliminated sediment transport under the tsunami.

1. はじめに

津波による大規模な侵食・堆積に伴い、海岸施設の破壊や取水口の閉塞などの被害の恐れが指摘されている。実際に2004年に発生したインド洋大津波では、各地で土砂移動に伴う被災が報告されている(例えば佐藤ら, 2005)。こうした津波による土砂移動の多くは侵食が卓越することが知られているが、それがどのような水理条件下で発生するかを把握し、定量的に予測することは、対策を講じる上で重要である。

津波による地形変化予測モデルに関するこれまでの研究には、チリ地震津波来襲時の気仙沼湾を対象とした高橋ら(1999)や藤井ら(1998)による浮遊砂フラックスモデルを用いた研究などがある。これらは湾内の侵食堆積分布を定性的には良好に再現するものの、定量的には再現しきれていない。一方、西畑ら(2005)はスマトラ沖地震津波来襲時のキリング港(スリランカ)における地形変化をTajima(2004)による物理メカニズムに基づく漂砂量式を用いて実験などによる合わせ込みを介さずに定量的に評価しているが、防波堤沿いの局所的な地形変化の検証のみを対象としていて、大規模な地形変化予測に対するモデルの検証は行われていない。また鉛直方向の渦動拡散係数の設定には課題が残った。そこで本研究は、後者による地形変化モデルを津波前後の水深測量データがあるチリ津波来襲時の気仙沼湾に適用することにより、モデルの適用範囲を確認する。そして大規模土砂移動発生時の津波による底質移動に関して再現精度のよいモデルパラメータを検討・提案することを目的とする。

2. 検討手法

(1) 検討条件

地形変化モデルの検討は、1960年に発生したチリ津波を対象に行う。検討位置は気仙沼湾とする。津波前後の海底地盤変位量としてKawamura・Mogi(1961)による実測地形データがあり、検討範囲でおよそ260万m³に渡る侵食が観測されている。湾内水深(津波前)と併せて位置を図-1に示す。また当サイトでは前述した研究のほか、高橋ら(1991, 1992, 1993)による一連の研究があり、湾への入射波形や流況場の検討がなされている。ここでは高橋ら(1991)に習い、小々汐での520分間に渡る潮位記録を0.924倍して補正した波形を湾口方向境界(南側)から入射波として与える(図-2)。但し、深い場所程津波到達は早いので、入射位置水深に応じて位相差を与えた。

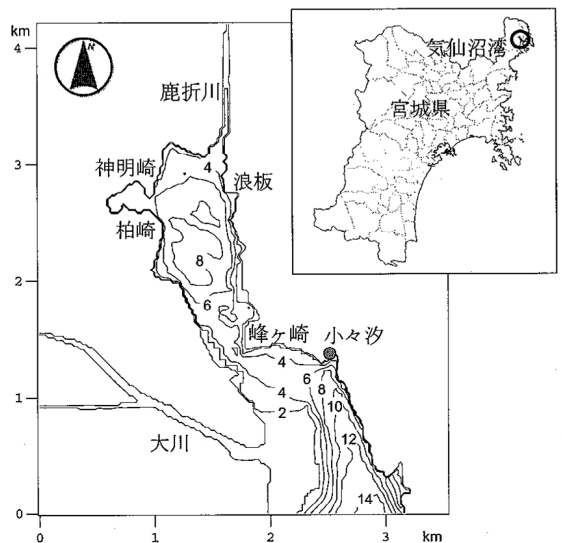


図-1 位置・湾内水深(津波前)

1 正会員 修(工) 五洋建設(株)技術研究所 主任
2 正会員 博(工) (財)沿岸技術研究センター
3 博(理) 東北大学大学院工学研究科附属災害制御研究センター 助教

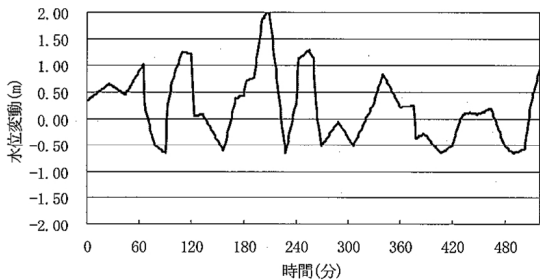


図-2 入射波形

(2) 計算モデル

地形変化を伴う津波計算は、西畑ら (2005) によってスリランカ・キリング港に適用したモデルを基本とする。これは通常非線形長波式を用いた津波伝播計算に加え、底質の移動を掃流砂と浮遊砂の移流・拡散方程式を解くことで考慮している。また掃流砂と浮遊砂間では巻き上げ・沈降フラックスによる鉛直方向の土砂移動も考慮する。以下、図-3に計算フローおよび後の検討に関連する事項を中心とした計算式を示す。

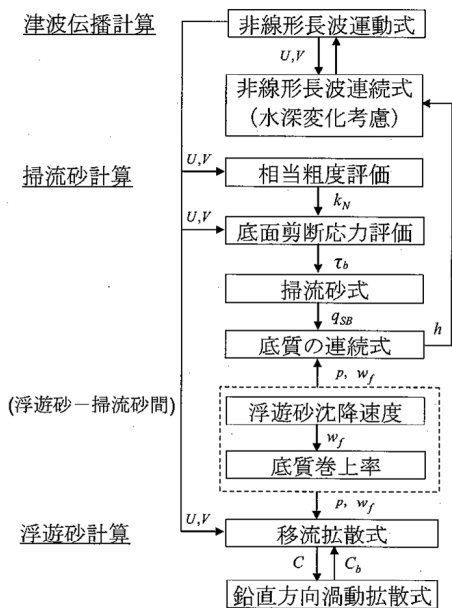


図-3 計算フロー

a) 津波伝播計算

非線形長波方程式による運動の式および連続の式を用いる。計算は25mスタッガード格子を用いたリープフロッグ法とし、運動量式の移流項は風上差分を用いて予測子・修正子法によって計算した。なお、摩擦項は津波計算で通常用いられるマンギの粗度係数は用いず、後述する流れの対数分布から求められる摩擦速度より摩擦係数をタイムステップ毎に評価し、摩擦項として与えて

いる。連続式は水深 h の変化を考慮した次式を用いる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial U(h+\eta)}{\partial x} - \frac{\partial V(h+\eta)}{\partial y} - \frac{\partial h}{\partial t} \dots (1)$$

ここで、 x, y はそれぞれ岸沖、沿岸方向の座標軸、 U, V は x, y 方向の断面平均流速である。

b) 掃流砂の計算

掃流砂量の算定は底面剪断応力に基づいて行う。その準備として津波時の大規模シートフロー条件下における摩擦速度および相当粗度を算定する必要がある。平均流れの対数分布則から底面剪断応力は次の抵抗則により求める。

$$\sqrt{|\tau_b|/\rho} = u_{*b} = \kappa |\vec{U}| / (\ln(h/z_0) - 1) \dots (2)$$

ここで、 ρ : 流体密度、 u_{*b} : 底面剪断流速、 κ : カルマン定数 (=0.4)、 z_0 : 粗度高さ (= $k_N/30$)、 k_N : Nikuradse の相当粗度である。相当粗度 k_N は固定床条件下では底質の粒径 d で代表されるが、津波来襲時に卓越することが予想されるシートフロー条件下では k_N が粒径 d よりも大きくなることが予想される。小林ら (1996) はこうした条件下で移動床の効果を考慮した実験を行っているが、

$$k_N = 5\phi d \dots (3)$$

で相当粗度を評価している。一方、Herrmann (2007) は、シールズ数 6~7 程度まで適用可能な以下の実験式を提案している。

$$k_N = 2d + 4.5(\phi - \phi_{cr})d \quad (\phi \geq \phi_{cr}) \dots (4)$$

掃流砂式は底面勾配の影響を考慮した Tajima (2004) による底面剪断応力に伴う掃流砂モデルを用いる。このモデルは海底勾配を考慮しない場合は Meyer-Peter-Muller の掃流砂則 ($\phi 1.5$ 乗則) と等価である。

掃流砂量の連続は、水深変化量と掃流砂フラックスおよび後述する底質の巻き上げ速度と沈降速度から、次の通り求める。

$$(1-n) \frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{q}_{sb} - p + w_f C_b \dots (5)$$

ここで、 n は底質砂の空隙率であり 0.4 を仮定した。 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ 、 w_f は Jimenez and Madsen (2003) に基づく底質粒子の沈降速度、 C_b は底面からの高さ $z_b = 7d$ における浮遊砂濃度であり後に定義する。 p は同高さにおける底質の巻上率であり、Herrmann (2007) の実験式による。

c) 浮遊砂の計算

次式の移流拡散方程式より求める。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Ch}{\partial t} + U \frac{\partial Ch}{\partial x} + V \frac{\partial Ch}{\partial y} \\ & = p - w_f C_b + \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon h \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon h \frac{\partial C}{\partial y} \right) \dots (6) \end{aligned}$$

ここで水平方向の渦動拡散係数は、等方性乱流を想定し

$\varepsilon = \kappa u_* b / h / 2$ によって与えた。Cは鉛直方向に平均した浮遊砂濃度であり、実際の浮遊砂濃度は鉛直方向に分布形を有する。高橋ら(1999)は津波時の非定常掃流力下における鉛直方向の浮遊砂濃度の非平衡性を考慮し、実験により掃流砂層と浮遊砂層間の交換砂量式を算定して(5)式および(6)式右辺第1, 第2項に換えて解析を行っている。但し、交換砂量式はシールズ数が1程度の実験に基づいている。本研究では、鉛直方向の浮遊砂濃度分布に関して以下に述べる拡散方程式を解くことにより設定するため、浮遊砂濃度の鉛直方向の非平衡性は考慮できない。しかし、掃流砂層と浮遊砂層を分け、浮遊砂フラックスを計算するので外力急変時の水平方向への漂砂濃度の非平衡性は考慮できる。渦動拡散係数の設定方法に関しては、パラメータスタディを行い、以下の鉛直1次元拡散方程式解を用いた数値計算により侵食堆積分布を妥当に評価する係数を決定する。

$$v_s \frac{\partial C}{\partial z} + w_f C = 0 \dots\dots\dots (7)$$

ここで v_s は渦動拡散係数であり、鉛直方向へ一次関数 $v_s = \kappa u_* b z$ で与えた場合、

$$C_b = \frac{C(1-m)(h-z_b)}{h(z_b/h)^m - z_b} \dots\dots\dots (8)$$

但し、 $m = w_f / \kappa u_* b$ である。一方、津波時の大規模なシートフローが発生することを勘案して、藤井ら(1998)と同様に乱れのスケールを水深の定数倍 ah として鉛直方向に一様分布 $v_s = \kappa u_* b a h$ として与えると、

$$C_b = \frac{Cm/a}{1 - \exp(-m(h-z_b)/(ah))} \dots\dots\dots (9)$$

であり、 a がパラメータとなる。

ここで渦動拡散係数の設定方法の違いによる漂砂への影響を見るため、 a および m に関する感度分析を行う。但し粒径は 0.1 mm とした。図-4左に無次元掃流力に応じた底面付近の浮遊砂濃度を記す。掃流力が増すと底面付近の浮遊砂濃度は平均濃度へ近づくが、(8)式よりも(9)式、そして a が大きいほど濃度一様化は顕

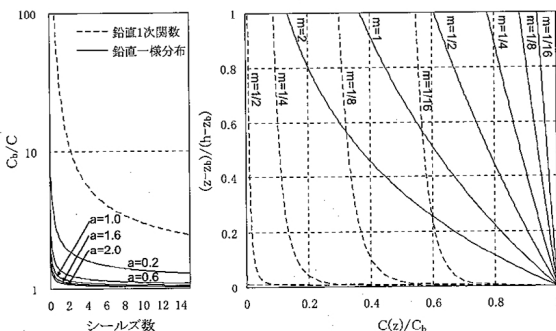


図-4 パラメータによる浮遊砂濃度分布の違い

著となる。これは図-4右で m が小さい (= 掃流力が大きい) ほど鉛直方向への浮遊砂濃度が均一化することからもわかる。そして濃度均一化によって C_b が小さい状態では、(5)式および(6)式の沈降フラックスが弱くなり、浮遊砂の水平方向への移流拡散が強まることになる。

3. 地形変化モデルの検証

(1) 津波による作用外力

津波による外力状況の把握として地形変化に対し支配的な影響を与える流速場の検討を行う。但し地形変化モデルは後述する狭窄部における地形変化量が大きいケース7(表-1参照)とした。高橋ら(1993)は航空測量による湾内流況場の確認を行っており観測値との詳細な流況場の比較を行っているが、狭窄部で観測値と整合の取れた値を得ている。本計算でも測量時刻付近に狭窄部の速い流れが再現されたのは同様であるが(図-5)、湾奥部や大川河口部で観測されている渦は再現できなかった。なお図-5に計算時間中の最大シールズ数を併記する。湾狭窄部の蜂ヶ崎付近で最大15以上のシールズ数が計算されており、観測による侵食卓越領域と一致する。

(2) 地形変化モデルパラメータの検討

地形変化モデルの検討は表-1に示す9ケースとした。なお当時の検討海域の底質粒径や粒度分布の詳細は不明であるが、ここでは高橋ら(1992)と同様、 0.1 mm の一様粒径、空隙率0.4を仮定して検討を行った。検討対象とした事項は次の通りである。

a) 相当粗度

Nikuradseの相当粗度 k_N を d で与えた場合、(3)式の $5\phi d$ とした場合、そして Herrmann (2007) の(4)式を使用した場合の3通りを考慮した。表-1に計算結果を示したが、相当粗度を d によって与えた場合は、侵食量は観測に比して小さい結果となった。底面付近の土砂移動による粗度増加の効果が期待できないため、

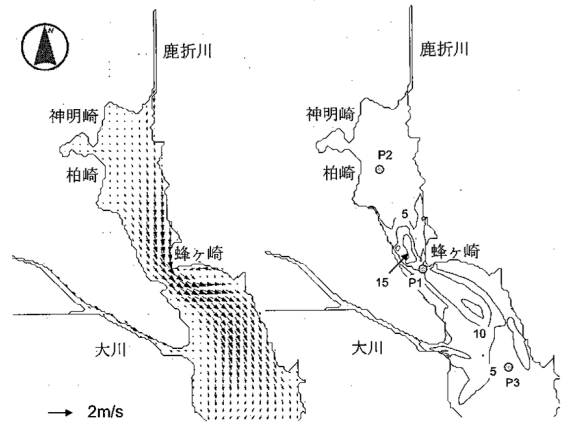


図-5 流速ベクトル(左)と計算最大シールズ数(右)

表-1 検討ケース・結果一覧

ケース	相当粗度 k_n	渦動拡散係 数の与え方	侵食		堆積		総計	
			(万 m^3)	計算/観測	(万 m^3)	計算/観測	(万 m^3)	計算/観測
観測値	—	—	259.0	—	82.4	—	-176.6	—
1	$d50$	一様($a=1.2$)	172.0	0.66	69.0	0.84	-103.0	0.58
2		($a=1.0$)	171.1	0.66	56.4	0.68	-114.7	0.65
3	$5\phi d50$	一様($a=1.2$)	243.9	0.94	101.5	1.23	-142.4	0.81
4		($a=1.0$)	243.0	0.94	102.4	1.24	-140.6	0.80
5	Herrmann 式	鉛直一次関数	143.7	0.55	88.9	1.08	-54.8	0.31
6		一様($a=1.2$)	245.4	0.95	99.0	1.20	-146.4	0.83
7		($a=1.0$)	244.4	0.94	99.8	1.21	-144.6	0.82
8		($a=0.8$)	242.8	0.94	100.9	1.22	-141.9	0.80
9		($a=0.5$)	238.2	0.92	103.0	1.25	-135.2	0.77

通常の相当粗度の与え方では津波下における侵食卓越現象を再現することが困難であることがわかる。一方、後者2つはこうした効果を取り入れたため、侵食量は観測値に近い値となった。同条件下ではほとんど同じ侵食堆積量を与えるが、若干、Herrmann 式の再現性が良い結果となった。

b) 拡散係数の鉛直分布形

鉛直方向への1次関数(8)式で与えた場合、および一様分布(9)式にて a を 0.5 ~ 1.2 に変化させた場合を考えた。

表-1 に示した通り、拡散係数は鉛直1次関数よりも一様分布として与えた方が侵食量の再現精度が良い。一様分布において乱れのスケールパラメータ a による計算結果の差は大きくないが、 $a=1.0$ 前後において侵食量・堆積量ともに観測との整合が良い。図-6 に $a=1.0$ とした計算と観測との侵食堆積分布を比較する。狭窄部での大きな侵食や湾奥・湾口寄りの堆積といったおおまかな分布傾向は計算により再現されている。しかしながら、狭窄部の侵食変位が最大で 13m を越えており、小々汐対岸における堆積が計算されていないなど局所的にはまだ再現性に課題が残る。再現精度を低下させた原因として、前者は鉛直方向への定常状態を仮定して浮遊砂濃度分布を与えるため、非平衡性が強い領域において過剰に侵食を発生させたこと、後者は流速場における渦や付近に存在した導流堤の流出といったイベントが計算に取り込まれていないことが考えられる。

(3) 土砂移動機構

検討地点における土砂移動機構に関しては、定性的には狭窄部における流速増加に伴う掃流力の増大と砂粒の巻き上げ、そして湾奥・湾口へむけて湾形状が急拡することによる掃流力の低下と沈降で説明される。ここでは図-6 に示す3地点(P1, P2, P3)に関する計算諸量の考察を行い、土砂収支が観測と良く一致したケース7における底質の移動機構を定量的に把握する。

図-7 に各計算諸量の時系列を示す。地点によって縦軸縮尺が異なるので注意されたい。ここで流速は湾内方向への向きを正として表示している。いずれの地点も計算後およそ5時間で海底変位はほぼ収束している。P1の狭窄部においては、比較的速い流れが計算されており、シールズ数、海底変動量も大きい。ここでは浮遊砂濃度とシールズ数の相関が良く、掃流力の増加がそのまま浮遊砂の増加につながっている。一方、湾奥のP2は堆積傾向にあり、浮遊砂濃度とシールズ数のピークにはずれが見られる。すなわちここでの浮遊砂の増加分の多くは狭窄部から移流してきているため、浮遊砂濃度の増大が遅れが生じる。そして巻き上げ率よりも沈降フラックスが卓越し、堆積傾向となる。湾口部寄りのP3においては、全体的に堆積傾向にあることはP2と同様であり、シールズ数のピークに遅れて浮遊砂ピークが現れる。しかし、ここでは若干ながら侵食も見られ(図中 a, b)、他所から移流した浮遊砂(例えば図中 c) の沈降と合わせると沈降分が卓越して堆積傾向となったと考えられる。いずれも局所フラックスのみでは再現できない現象で、浮遊砂の水平方向の移動が本地点の侵食・堆積現象に支配的であるこ

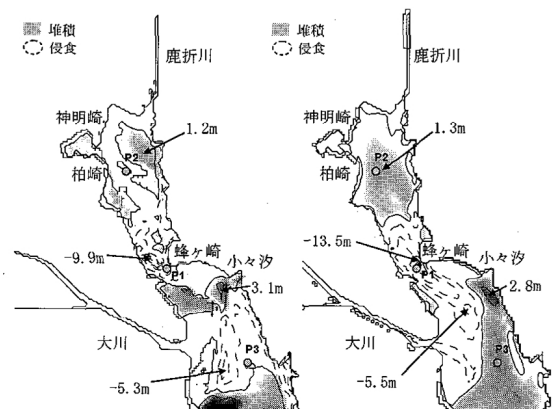


図-6 侵食・堆積分布の比較 (左: 観測, 右: 解析)

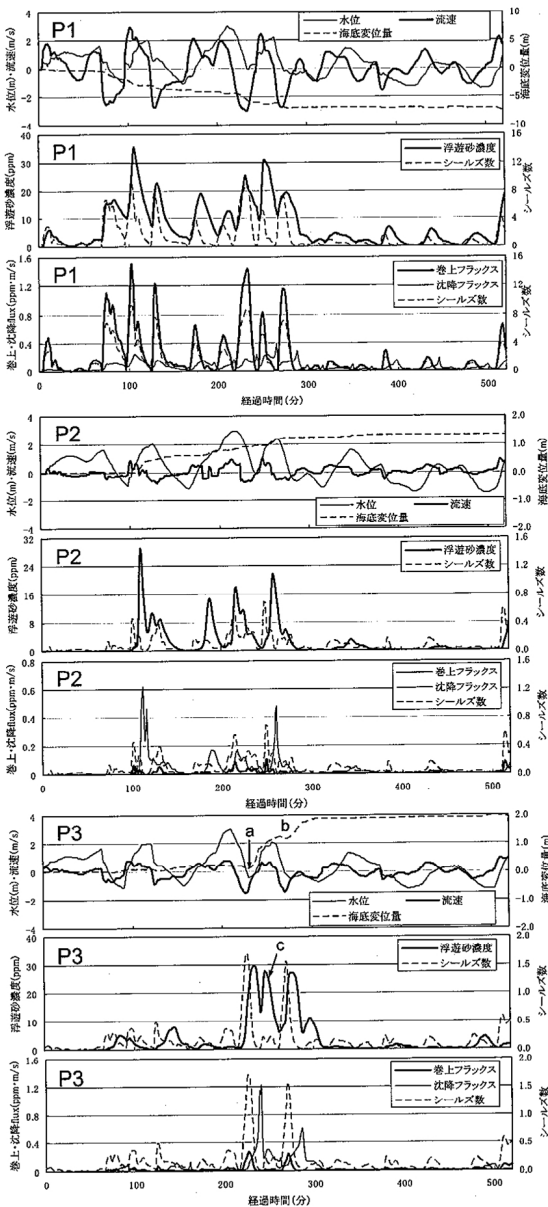


図-7 計算諸量時系列

とがわかる。こうした浮遊砂フラックスの水平方向への乱れの強さ、距離は既に述べた通り渦動拡散係数に規定される。そして本検討より津波時の大規模土砂移動発生時には、例えばケース7に示すパラメータ設定により侵食・堆積量を精度良く評価できることがわかった。

4. おわりに

宮城県気仙沼湾におけるチリ地震津波時の地形変化計算を通して、津波地形変化モデルの精度向上を図った。以下に結論をまとめる。

- (1) シートフローが卓越する津波時における相当粗度は、底質自体の動きを考慮した設定が必要である。
- (2) 浮遊砂フラックス計算時の渦動拡散係数は鉛直方向に一樣としたモデルが再現性に優れ、乱れのスケールは水深の1.0倍程度にすると観測と整合する。
- (3) 底質の粒度分布が不明瞭なことから、導流堤の破壊や流況場計算において渦が再現できなかったこと、そして鉛直方向の浮遊砂濃度の平衡性の仮定が与える計算精度への影響など課題は多い。しかしながら上記パラメータ設定によって、シールズ数が10を超える大規模外力作用下においても津波によるトータルの侵食量、堆積量は精度よく計算可能であることが検証された。

謝辞：本研究にあたり、秋田大学・高橋助教授よりチリ津波時の気仙沼湾における津波波形および地形測量データをいただいた。また東京大学・田島准教授より貴重な助言をいただいた。ここに謝意を表します。

参考文献

- 小林昭男・織田幸伸・東江隆夫・高尾 誠・藤井直樹(1996)：津波による砂移動に関する研究，海工論文集，第43巻，pp. 691-695。
- 佐藤慎司・細見 寛・細川恭史・福濱方哉(2005)：スマトラ沖地震津波のスリランカにおける被災実態，海工論文集，第52巻，pp. 1391-1395。
- 高橋智幸・今村文彦・首藤伸夫(1991)：津波による流れと海底変動に関する研究－1960年チリ津波の気仙沼湾での場合－，海工論文集，第38巻，pp. 161-165。
- 高橋智幸・今村文彦・首藤伸夫(1992)：土砂移動を伴う津波計算法の開発，海工論文集，第39巻，pp. 231-235。
- 高橋智幸・今村文彦・首藤伸夫(1993)：津波移動モデルの適用性と再現性の検討，海工論文集，第40巻，pp. 171-175。
- 高橋智幸・首藤伸夫・今村文彦・浅井大輔(1999)：掃流砂層・浮遊砂層間の交換砂量を考慮した津波移動床モデルの開発，海工論文集，第46巻，pp. 606-610。
- 西畑 剛・田島芳満・森屋陽一(2005)：津波による地形変化の検証－2004年スマトラ沖地震津波 スリランカ・キリンダ港－，海工論文集，第52巻，pp. 1386-1390。
- 藤井直樹・大森政則・高尾 誠・金山 進・大谷英夫(1998)：津波による海底地形変化に関する研究，海工論文集，第45巻，pp. 376-380。
- Herrmann, M. and O.S.Madsen(2007)：Effect of stratification due to suspended sediment on velocity and concentration distribution in unidirectional flows, J. Geophys. Res., vol. 112, C02006, 13p.
- Kawamura, B. and T. Mogi(1961)：On the deformation of the sea bottom in some harbours in the Sanriku coast due to the Chile Tsunami, 1960年5月24日チリ津波に関する論文及び報告，チリ津波合同調査班，丸善社，pp. 56-61。
- Jimenez, J. A. and O. S. Madsen,(2003)：A simple formula to estimate settling velocity of natural sediments, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 129(2), pp. 70-78。
- Tajima, Y.(2004)：Waves, currents, and sediment transport in the surf zone along long, straight beaches, Doctoral thesis in Massachusetts Institute of Technology, 313p.